*Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 5, стр. 157 – 160* *5 сентября 1982 г.*

# ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНОМ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ОБЛАСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ

*Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, Д.Е.Хмельницкий*

Показано, что отрицательное магнетосопротивление в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка можно объяснить, учитывая сдвиг точки перехода металл – диэлектрик во внешнем магнитном поле. Это объяснение можно проверить, если изучать зависимость величины магнетосопротивления от угла между полем и осями кристалла в сильно анизотропных проводниках, например, в деформированных Ge и Si.

В последние годы был достигнут значительный прогресс в понимании отрицательного магнетосопротивления (ОМС) неупорядоченных проводников в области металлической проводимости [1 – 4]. Это явление связано с тем, что магнитное поле подавляет квантовые локализационные поправки к формуле Друде для проводимости [5,6]. Многочисленные выводы теории получили экспериментальное подтверждение. Однако эксперимент указывает также, что ОМС не пропадает при переходе от металлической проводимости к активационной. Это нельзя объяснить в рамках существующей теории магнетосопротивления в области прыжковой проводимости, которая учитывает только возникновение в магнитном по-

---

1) Возникновение линейной поляризации при линейно-поляризованном возбуждении обусловлено выстраиванием импульсов электронов, а уменьшение $\rho_L$ в продольном магнитном поле их поворотом под действием силы Лоренца [1].

ле дополнительного потенциального барьера для туннелирования между центрами локализации и приводит к положительному магнетосопротивлению (ПМС) [7].

В настоящей работе показано, что при наложении магнитного поля $H$ длина локализации $\xi$ может возрастать, что приводит к уменьшению сопротивления (ОМС). Дело в том, что андерсоновская локализация – существенно не одноцентровое явление, и волновая функция электрона формируется за счет его взаимодействия с разными центрами. При этом вероятность туннелирования определяется длиной локализации $\xi$, которая зависит не только от высоты барьера, но и от близости к точке перехода металл – диэлектрик. При концентрациях примесей $n$, близких к критической концентрации $n_c$ длина локализации

$$\xi \sim (n_c - n)^{-\nu} \gg a_B, \tag{1}$$

где $\nu$ – критический индекс проводимости и корреляционной длины; в настоящее время есть экспериментальные указания на то, что $\nu \cong 1/2$ [8]. $a_B = \hbar^2/m^* e^{*2}$ – боровский радиус примеси в полупроводнике. В работе [9] было указано, что порог подвижности $n_c$ зависит от магнитного поля

$$\frac{n_c(H) - n_c(0)}{n_c(0)} = A\left(\frac{eH}{\hbar c}\, n_c^{-2/3}\right)^{1/2\nu}. \tag{2}$$

Здесь $A$ – число порядка единицы. Естественно думать, что при отрицательном знаке магнетосопротивления в области металлической проводимости $n_c$ будет сдвигаться в область меньших концентраций ($A < 0$). Если принять эту гипотезу, то, согласно (1), $\xi(H) - \xi(0) > 0$.

В области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ППЛДП) удельное сопротивление определяется формулой

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left\{\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/a}\right\}; \quad T_0 \sim \xi^{1-a}. \tag{3}$$

Здесь $a$ может равняться двум или четырем, в зависимости от того существенна или нет кулоновская щель [7]. Если $[n_c(0) - n_c(H)]/n_c(0) \ll 1$, то разлагая по этому параметру показатель экспоненты (3) и используя (1) и (2), получим

$$\ln\frac{\rho(T,H)}{\rho(T,0)} = B\left(\frac{eH}{\hbar c}\, n^{-2/3}\right)^{1/2\nu} \ln\frac{\rho(T)}{\rho_0},$$
$$B = -A\nu\frac{1-a}{a}. \tag{4}$$

Как видно из (4), температурная зависимость $\ln[\rho(T,H)/\rho(T,0)]$ определяется фактором $\ln[\rho(T)/\rho_0]$, который можно независимо определить экспериментально, а степень магнитного поля универсальна и меньше двух (по-видимому, $1/2\nu \cong 1$). Отметим, что (4) справедливо в области ППЛДП независимо от величины $a$, от которой зависит только коэффициент $B$. Похожая зависимость магнетосопротивления от $H$ и $T$ наблюдалась экспериментально [10].

Важной проверкой теории могли бы стать измерения зависимости ОМС в области ППЛДП от направления $H$. Если спектр носителей сильно анизотропен (например, в деформированном $n$-Ge) то сдвиг порога зависит от углов между направлением $H$ и осями эллипсоида коэффициентов диффузии $D_{ij}$. Действительно, если в области металлической проводимости $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ ($D_{zz} = D_{\parallel}$) сильно различаются, то можно сделать преобразование координат $z' = z\left(D_{\parallel}/D_{\perp}\right)^{1/3}$, $(x', y') = (x, y)\left(D_{\perp}/D_{\parallel}\right)^{1/6}$, так что в координатах $(x', y', z')$

диффузия станет изотропной с коэффициентом диффузии $D_a = (D_{\|} D_{\perp}^2)^{1/3}$. При этом магнитное поле $H$ преобразуется в $H' = HD_c / D_a$, где $D_c = [D_{\perp}(D_{\perp}\cos^2\theta + D_{\|}\sin^2\theta)]^{1/2}$, а $\theta$ – угол между $H$ и осью $z$ (см. [3]). В изотропной задаче существует порог подвижности и его сдвиг в магнитном поле определяется выражением (2) с заменой $H$ на $H'$, т.е. сдвиг порога зависит от угла $\theta$. В области ППП ДП это приведет к зависимости $\ln\left[\rho(T,H)/\rho(T,0)\right]$ от $\theta$:

$$\ln\left[\rho(T,H,\theta)/\rho(T,0)\right] \Big/ \ln\left[\rho(T,H,0)/\rho(T,0)\right] =$$

$$= \left[1 + \frac{D_{\|} - D_{\perp}}{D_{\perp}} \sin^2\theta\right]^{1/4\nu}. \qquad (5)$$

Величины $D_{\|}$ и $D_{\perp}$ в (5) соответствуют металлической области в окрестности перехода металл – диэлектрик. $D_{\|} / D_{\perp}$, по-видимому, слабо изменяется в критической области, и, поэтому, это отношение можно определить, например, из измерений магнетосопротивления в области металлической проводимости (см. [3, 11]).

Также, как для магнетосопротивления в металлической области [3], величина обсуждаемого эффекта зависит от времени $\tau_{\phi}$, за которое электрон перейдет в квантовое состояние, некогерентное исходному. В области ППП ДП это время равно времени ожидания прыжка: $\tau_{\phi} \sim \exp(T_o / T)^{1/a}$. Кроме некогерентных прыжков на большую длину, электрон успевает за это время совершить $k$ когерентных прыжков на ближайшие центры. Вероятность одного такого перехода $w \sim \exp[-1/\xi n^{1/3}]$, а среднее число прыжков можно определить из условия $\tau_{\phi} w^{\langle k \rangle} \sim 1$, откуда $\langle k \rangle \sim (T_o / T)^{1/a} \xi n^{1/3}$. Часть траекторий, образованных когерентными прыжками, возвращается на исходный центр, что приводит к интерференции волн, блуждающих вдоль разных траекторий. Эта интерференция совместно с кулоновским полем центра участвует в формировании длины локализации $\xi$. Магнитное поле существенно влияет на эту интерференцию, если магнитный поток через типичную замкнутую траекторию сравним с квантом потока $\Phi_o = 2\pi\hbar c / 2e$

$$\frac{eH}{\hbar c}\left(\frac{T_o}{T}\right)^{1/a} \xi n^{-1/3} \gg 1. \qquad (6)$$

Важно отметить, что ОМС следует ожидать в области ППП ДП, когда $w\tau_{\phi} \gg 1$, но не в области $\epsilon_3$-проводимости, когда $w\tau_{\phi} \sim 1$. Если условие (6) в области ППП ДП не выполнено, то ОМС описывается формулой

$$\ln\frac{\rho(T,H)}{\rho(T,0)} = B\left(\frac{eH}{\hbar c} n^{-2/3}\right)^2 \left[\left(\frac{T_o}{T}\right)^{1/a} \xi n^{1/3}\right]^{(4-1)/2\nu} \ln\frac{\rho(T)}{\rho_o}. \qquad (7)$$

В области сильных полей определяющим является ПМС [7,12], которое в этой задаче играет ту же роль, что классическое магнетосопротивление в металлической области.

Вопрос о влиянии на ОМС в области ППП ДП спин-орбитального взаимодействия, сложной структуры валентной зоны и междолинной релаксации будет рассмотрен в другой работе.

Авторы признательны А.Н.Ионову, Т.А.Полянской и И.С.Шлимаку за обсуждение экспериментальной ситуации, Б.И.Шкловскому и А.Л.Эфросу за полезные обсуждения и воз-

можность ознакомиться с результатами работы [12] до ее опубликования, а также А.И.Ларкину за внимание и интерес к работе.

### Литература


1. *Altshuler B.L., Khmel'nitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142.
2. *Kawabata A.* J. Phys. Soc. Jap., 1980, **49**, 628.
3. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 768.
4. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* „Когерентные явления в неупорядоченных проводниках" в книге „Квантовая теория твердых тел" под редакцией И.М.Лифшица, М.: Мир, 1982.
5. *Anderson P.W., Abrahams E., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 718.
6. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 248.
7. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* „Электронные свойства легированных полупроводников". М.: Наука, 1979.
8. *Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 568.
9. *Khmel'nitzkii D.E., Larkin A.I.* Solid State Comm., 1981, **39**, 1069.
10. *Ионов А.Н., Шлимак И.С., Эфрос А.Л.* ФТТ, 1975, **17**, 2763.
11. *Ионов А.Н., Шлимак И.С.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 160.
12. *Шкловский Б.И.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **36**, 43.



Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР



Поступила в редакцию
29 июля 1982 г.